

Санкт – Петербургский Государственный Университет
Физический факультет
Кафедра радиофизики

Пучнин Виктор

Моделирование радиоизлучения активных областей на Солнце

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

Научный руководитель
к.ф.-м.н., с.н.с., А.Г. Ступишин

Рецензент
к.ф.-м.н., с.н.с., Т.И. Кальтман

Санкт-Петербург, 2018 г.

Содержание

Введение	2
1 Солнечная магнитосфера	4
1.1 Строение солнечной атмосферы	4
1.2 Магнитное поле Солнца	4
1.3 Активные области	5
2 Уравнение переноса излучения	7
3 Циклотронное излучение	10
3.1 Частота циклотронного излучения	10
3.2 Мощность излучения и излучательная способность плазмы	11
3.3 Напряженность магнитного поля и излучение на 2 и 3 гармониках	12
4 Циклотронное поглощение	13
5 Методика постановки эксперимента	14
Цель работы	14
5.1 Построение модели	14
5.2 Расчет параметров	17
5.3 Определение верхней частотной границы	18
5.4 Определение параметров реальных АО	19
Выводы	21
Литература	22

Введение

Радиоизлучение Солнца - один из объектов изучения радиофизики уже долгие годы. В солнечной атмосфере (хромосфере и короне) прямые измерения физических условий (магнитного поля, температуры и концентрации электронов) либо невозможны, либо очень ограничены. Наблюдения в оптическом диапазоне способны дать лишь информацию об условиях на поверхности Солнца (фотосфере). Поэтому особую важность приобретают наблюдения в других диапазонах волн, особенно в радиодиапазоне, поскольку радиоизлучение генерируется в хромосфере и нижней короне.

Радиоизлучение плазмы солнечной атмосферы на радиоволнах простирается в диапазоне длин волн от нескольких миллиметров до десятков метров. Она находится как в равновесном состоянии, при этом излучение подчиняется законам излучения тепловой плазмы, так и в сильно неравновесном состоянии с нетепловым распределением частиц по скоростям и по pitch-углам. В последнем случае излучение определяется плазменными механизмами генерации радиоволн [1].

Измерения магнитных полей в структурах солнечной атмосферы базируются на анализе спектра и поляризации радиоизлучения соответствующих деталей на радиокартах Солнца. При этом величина магнитного поля определяется на основе анализа, использующего теорию распространения и генерации радиоизлучения в плазме. Сравнивая моделей солнечного излучения с наблюдаемыми данными позволяет делать выводы о структурах и свойствах солнечной атмосферы [2].

Долгое время особый интерес вызывает излучение активных областей, главным компонентом которых являются солнечные пятна. В сантиметровом диапазоне наибольший вклад вносит циклотронное излучение [3], генерируемое на 2 и 3 гармониках для обыкновенной и необыкновенной волны. Существует много ранних работ, где авторы моделируют поля солнечных пятен на определенных диапазонах длин волн, но это не позволяло увидеть полную картину структуры поля. Однако в [4], где был разработан метод определения кратчайшей длины волны излучения, было показано, что магнитное поле в переходной области примерно на 20% ниже, чем в фотосфере. Это позволило сделать выводы о высоте короны.

Спектральные исследования радиоизлучения Солнца являются важным источником информации о физическом состоянии и природе солнечной атмосферы. Радиотелескопы-рефлекторы с небольшими размерами параболических зеркал применяются для измерения общего потока излучения на отдельных частотах радиодиапазона. Часто используют данные, полученные с рефлекторного телескопа РАТАН-600 (Radio Astronomical Telescope of the Academy of Sciences 600). Он позволяет производить детальный анализ спектров всех компонент солнечного радиоизлучения в сантиметровом и дециметровом диапазонах, но с разрешающей способностью ограниченной несколькими десятками дуговых секунд.

Диагностические методы позволяют обрабатывать отдельные области солнечной атмосферы, такие как солнечные пятна и активные области. Относительно недавно был разработан метод [5, 6], позволяющий оценить электронную температуру излучающей области, основанный на сравнении пространственных структур восстановленного магнитного поля и радиоизлучения активной области.

В продолжение этого исследования был разработан диагностический метод [7], основанный на итерационной коррекции температуры. Он позволил получить описание структуры верхней переходной зоны над солнечными пятнами.

В сложных структурах магнитных полей на Солнце в спектрах можно заметить появление высокочастотных уступов [9, 11]. Исследование этой особенности может служить эффективным способом диагностики плазмы в активных областях, величины маг-

нитных полей и значения кинетической температуры корональной плазмы. В данной работе это применяется для определения параметров атмосферы (температура и концентрация электронов) над активной областью. В разработанном методе моделируются униполярные области для всех возможных значений свободных параметров, после чего полученные спектры сравниваются с тремя реальными активными областями. По найденному соответствию можно с некоторой точностью определить параметры этих областей.

Также в рамках данной работы мы определили верхние границы излучения гирочастот и сравнили их с ранее полученными в [4].

1 Солнечная магнитосфера

1.1 Строение солнечной атмосферы

Солнечную атмосферу разделяют на три основных слоя

- фотосфера, которой называют тонкий слой (~ 300 км), который служит основным источником оптической радиации Солнца. Поэтому за внешний радиус берут радиус видимого солнечного диска ($\sim 6,95 \cdot 10^5$ км). Температура нижней фотосферы составляет около $6 \cdot 10^3$ °К.
- хромосфера, слой с высотой порядка $\sim 10^3$, в котором для нас представляют интерес распределения концентрации и температуры. Наибольшей неопределенностью эти параметры обладают в переходной области от хромосферы к короне. На границе с фотосферой они имеют значения $T \sim 4400$ °К и $N \sim 10^{12}$ электрон/см³, и с высотой электронная концентрация падает, а температура растет.
- корона, которая является более разреженным слоем, чем хромосфера, и с высот $h \sim 2 \cdot 10^3$ км над уровнем фотосферы иногда распространяется до расстояний около $120 R_{\odot}$, где постепенно переходит в межпланетную среду [10].

1.2 Магнитное поле Солнца

Вся солнечная активность обязана наличию магнитных полей. Магнитное поле Солнца состоит из двух главных составляющих: полоидальной (вдоль его меридиана) и тороидальной (вдоль его параллелей). Полоидальное поле сосредоточено главным образом в полярных областях до гелиографических широт 55° . Его средняя напряженность не превышает 1—2 Гс. Общее поле в этой области близко к дипольному. На более низких широтах это поле перекрывается полями активных областей [9]. Тороидальное поле располагается по обе стороны от экватора на более низких широтах. Его средняя напряженность составляет десятки гаусс, а в отдельных областях достигает 100—150 Гс.

Тороидальное магнитное поле характеризуется двумя типами магнитных областей: биполярными и униполярными. Биполярные области обычно имеют два четко выраженных магнитных полюса противоположной полярности и существуют в течение 2—3 солнечных оборотов. Униполярные области обладают одной преимущественной полярностью, поскольку вторая настолько слаба, что вообще не поддается измерению, и отличаются гораздо большей «живучестью» (до 6—7 солнечных оборотов). Они располагаются, как правило, несколько ближе к полюсам и отличаются значительно меньшей напряженностью поля, чем биполярные. На магнитные области тороидального поля, особенно биполярные, сильно воздействует дифференциальное вращение Солнца. [12]

Отыскание распределения магнитных полей в солнечной короне представляет собой трудную задачу. Косвенным образом о форме магнитных полей можно судить по снимкам короны в ультрафиолетовом диапазоне и рентгеновских лучах, а также использовать методы расчета по известным из оптических наблюдений магнитным полям на поверхности солнца (в фотосфере) и в пренебрежении электрическими токами в корональной плазме. [13] На расстояниях $R > 2.5 - 3R_{\odot}$, где плотность энергии магнитного поля становится меньше плотности кинетической энергии солнечного ветра, такое приближение становится неверным, а магнитное поле приобретает там квазирадialный характер. При дальнейшем удалении от Солнца корона постепенно переходит в межпланетную плазму. [9]

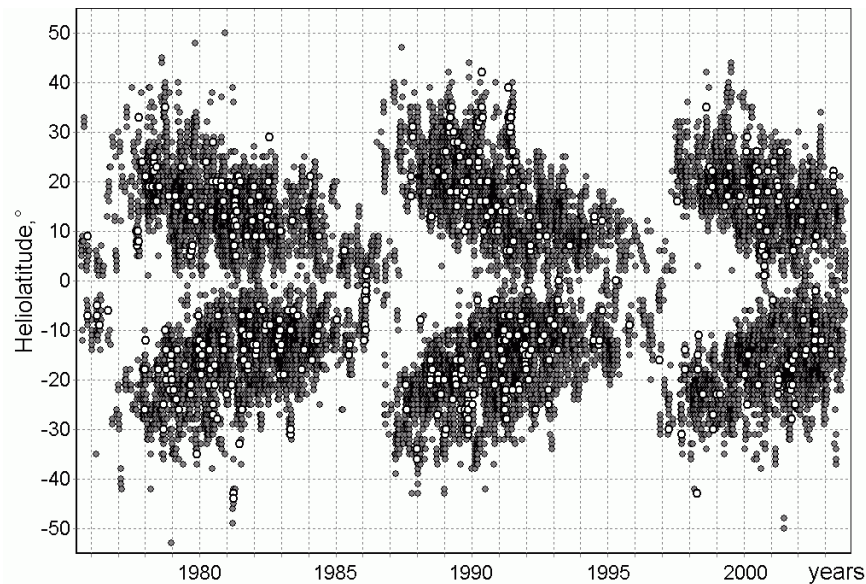


Рис. 1: Диаграмма Маундера для солнечных вспышек(рентгеновских и связанных с протонными возрастаниями) [14]

Температура короны в среднем порядка нескольких миллионов градусов. В переходной зоне наблюдается сильный градиент температуры. Можно представить радиоизлучение короны двухслойной моделью.

1.3 Активные области

В высоких гелиографических широтах, где нет центров активности, общее магнитное поле Солнца близко к дипольному. На более низких широтах это поле маскируется более сильными полями активных областей. [9]. Типичные широты их расположения можно увидеть на Рис.1.

Активная область — это комплекс разных явлений, происходящих в различных слоях атмосферы Солнца, сосредоточенный в ограниченном объеме пространства. Часто говорят о локальных источниках-зонах повышенного радиоизлучения над активной областью.

Локальные источники имеют мультикомпонентную систему, части которой различаются характеристическими размерами, спектрами и степенью круговой поляризации. Главными компонентами являются солнечные пятна, основные свойства которых в следующем: малые угловые размеры(10-30" или меньше), высокая степень поляризации, достигающая 100%. Она наблюдается в коротковолновой части спектра и уменьшается с увеличением длины волны. Знак поляризации генерируемого излучения, как правило, согласуется со знаком магнитного поля. Однако бывает и не так из-за таких эффектов, как обратный градиент температур и условий распространения. Область генерации обычно не превышает 3000км над фотосферой [8]. Эти свойства были найдены главным образом из анализа большого числа наблюдений при солнечном затмении.

Солнечные пятна наблюдаются визуально на диске Солнца как темные образования вследствие резкого контраста между фотосферой и более "холодным" районом пятна: температура в центральной части большого пятна составляет около $4.3 \cdot 10^3$ °К. Напряженность магнитного поля зависит от размеров пятна. [10].

Большинство групп солнечных пятен имеет биполярный характер, при этом поток через головное пятно обычно в несколько раз выше потока через хвостовое пятно. Из

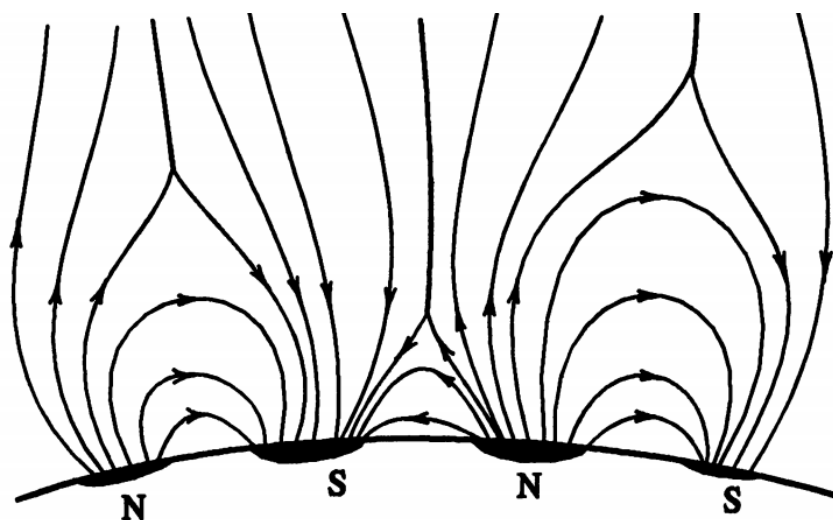


Рис. 2: Схематичное изображение силовых линий магнитного поля над группой солнечных пятен [9]

этого следует, что большая часть потока от головного пятна рассеивается в области, не занятой пятнами.

С помощью примитивных моделей, связанных с солнечными пятнами, проводят анализ активных областей короны и хромосферы. Поле одиночного пятна рассчитывают, используя модель магнитного диполя, размещенного под фотосферой. Подобная модель наилучшим образом соответствует униполярной группе пятен, в которой отчетливо выражен лишь один магнитный полюс. Эту модель можно использовать и в биполярной группе для характеристики поля в близости к пятнам (высота не превышает удвоенного радиуса пятна), поскольку в этих слоях хромосферы и внутренней короны магнитное поле определяется главным образом одним пятном. Также эта модель применима, если поток через головное пятно в несколько раз больше, чем через хвостовой, в противном случае поле этих пятен модулируется полем подковообразного магнита с полюсами на уровне фотосферы.

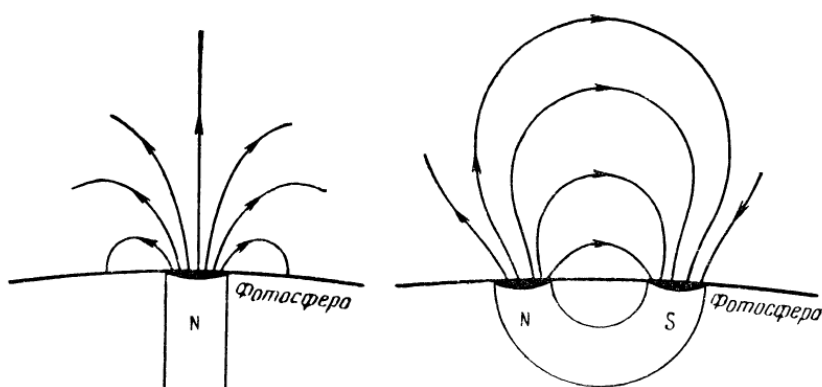


Рис. 3: Модели униполярного и биполярного пятен [10]

2 Уравнение переноса излучения

В однородной среде изменение интенсивности излучения описывается уравнение

$$\frac{dI_w}{dl} = \mathcal{F}(I_w) \quad (1)$$

где dl -элемент длины вдоль луча, а I_w -спектральная интенсивность, определяемая по формуле

$$I_w = \frac{n^2 w^2 k_b T}{(2\pi)^3 c^2 |\cos(k \wedge v_{gr})|} \quad (2)$$

Если I_w мало, то 1 можно переписать в виде

$$\frac{dI_w}{dl} = a_w - \mu_j I_w \quad (3)$$

a_w -излучательная способность

μ_j -коэффициент поглощения j -го типа волны

Величина a_w определяет приращение интенсивности, если $I_w(l) = 0$, и, следовательно, характеризует вклад от излучения, испускаемого средой. В свою очередь коэффициент μ_j представляет относительное уменьшение интенсивности на единице длины в условиях, когда излучательная способность равна нулю. Также необходимо отметить, что a_w характеризует спонтанные процессы, не зависящие от наличия или отсутствия излучения вдоль данного луча. А член $\mu_j I_w$ определяет те индуцированные(вынужденные) процессы излучения и поглощения, которые происходят лишь под действием излучения, переносимого вдоль этого луча, и исчезают при $I_w \rightarrow 0$. Как a_w , так и μ_j , могут зависеть от интенсивности излучения вдоль других лучей(или от интенсивности вдоль данного луча, но переносимой в противоположном направлении, или имеющей другую частоту). В этом случае в уравнении 3 необходимо учитывать процессы рассеяния излучения.

Домножив обе части уравнения 3 на dl , получим следующие важные соотношения

$$\mu I dl = dI_{\text{погл}}, \quad a_w dl = dI_{\text{изл}}, \quad (4)$$

$$dI = dI_{\text{изл}} - dI_{\text{погл}}. \quad (5)$$

Откуда видно, что интенсивность излучения изменяется за счет поглощенной и излученной энергии

Согласно закону Кирхгофа, отношение a_w/μ равно интенсивности излучения а.ч.т I_v . Для радиодиапазона она определяется через формулу Релея-Джинса

$$I_v = \frac{2k_b T}{\lambda^2} \quad (6)$$

Таким образом уравнение 5 можно переписать в виде

$$dI = -I\mu dl + B\mu dl \quad (7)$$

Произведение $-\mu dl$ обозначают за $d\tau$, где τ называют оптической толщиной.

$$\tau = \int_{l_0}^l \mu dl \quad (8)$$

В короне существует уровень, до которого на луче зрения наблюдателя оптическая глубина короны равна единице. При преобладании тормозного механизма излучения основная часть поступает именно из области вблизи этого уровня.

Выражение 5 можно переписать также в виде

$$dI = Id\tau - I_v d\tau \quad (9)$$

следовательно

$$\frac{dI}{dl} = -I_v + I \quad (10)$$

Выражения 3 и 10 называют уравнениями переноса, которые справедливы лишь для однородной среды. Для неоднородной среды имеет следующий инвариант вдоль луча

$$\frac{I_j}{n_j^2} = const \quad (11)$$

В магнитоактивной плазме, где угол θ между волновым вектором и групповой скоростью, это соотношение принимает вид

$$\frac{I_j |\cos \theta|}{n_j^2} = const \quad (12)$$

Учитывая это, можно переписать уравнение переноса в виде

$$\frac{n_j^2}{|\cos \theta|} \frac{d}{dl} \left(\frac{I_j |\cos \theta|}{n_j^2} \right) = a_j - \mu_j I_j \quad (13)$$

Для справедливости этого равенства необходимо, чтобы в плавно неоднородной среде отсутствовало отражение и заметное взаимодействие разных типов волн. Также процесс должен быть стационарным, т.к. в уравнении отсутствуют производные по времени.

При условии полного термодинамического равновесия среды с излучением ($I = I^{(0)}$) интенсивность излучения для j -й нормальной волны

$$I_j^{(0)} = \frac{n_j^2 \omega^2 \kappa T}{8\pi^3 c^2 |\cos \theta|} \quad (14)$$

При этом $T = \text{Const}$ и левая часть уравнения 13 обращается в нуль, в результате мы переходим от уравнения переноса к уравнению Кирхгофа

$$a_j = \mu_j I_j^{(0)} \quad (15)$$

Закон Кирхгофа позволяет найти коэффициент поглощения в равновесной плазме, если известна ее излучательная способность.

Рассмотрим решения уравнения переноса для неравновесного излучения, распространяющегося в среде, где имеет место кинетическое равновесие частиц. Тогда $I_j \neq I_j^{(0)}$, но уравнение Кирхгофа остается справедливым из-за слабого действия излучения на вещество [10]. Тогда можно записать уравнение переноса в виде

$$\frac{n_j^2}{\cos \theta} \frac{d}{dl} \left(\frac{I_j \cos \theta}{n_j^2} \right) = \mu_j (I_j^{(0)} - I_j) \quad (16)$$

Которое можно переписать в виде

$$\frac{d}{d\tau_j} \left(\frac{I_j \cos \theta}{n_j^2} \right) = \frac{\omega^2 \kappa T}{8\pi^3 c^2} - \frac{I_j \cos \theta}{n_j^2} \quad (17)$$

Это уравнение имеет решение

$$\frac{I_j \cos \theta}{n_j^2} = e^{-\tau_j} \int_0^{\tau_j} \frac{\omega^2 \kappa T}{8\pi^3 c^2} e^{\xi} d\xi + e^{-\tau_j} \left(\frac{I_j \cos \theta}{n_j^2} \right) \quad (18)$$

благодаря которому можно найти интенсивность излучения в точке l , зная интенсивность в точке l_0 и оптическую толщину τ в интервале между этими точками. В случае, когда $n_j = \text{Const}$ и $\cos \theta$, то интенсивность в среде будет равна

$$I_j = e^{-\tau_j} \int_0^{\tau_j} I_j^{(0)} e^{\xi} d\xi + e^{-\tau_j} (I_j)_{l=l_0} \quad (19)$$

Если при этом среда однородная по температуре ($T = \text{Const}$), то $I_j^{(0)} = \text{Const}$ и уравнение преобразуется следующим образом

$$I_j = I_j^{(0)} (1 - e^{-\tau_j}) + e^{-\tau_j} (I_j)_{l=l_0} \quad (20)$$

Теперь введем эффективную температуру, определяемую в соотношении

$$I_j = \frac{n_j^2 \omega^2 \kappa T_{eff}}{8\pi^3 c^2 |\cos \theta|} \quad (21)$$

и в согласии с уравнением 18 эффективная температура излучения, выходящего из слоя неоднородной плазмы определяется следующим образом

$$T_{eff}(l) = e^{-\tau_j} \int_0^{\tau_j} T e^{\xi} d\xi + e^{-\tau_j} T_{eff}(l_0) \quad (22)$$

Вместо величины ξ , которая характеризует текущее значение оптической толщины, отсчитываемой от начальной координаты, можно ввести величину $\zeta = \tau_j - \xi$, которая отсчитывается от конечной точки. Тогда уравнение переписывается в виде

$$T_{eff}(l) = \int_0^{\tau_j} T e^{-\zeta} d\zeta + e^{-\tau_j} T_{eff}(l_0) \quad (23)$$

и для термически однородного слоя

$$T_{eff}(l) = T(1 - e^{-\tau_j} + e^{-\tau_j} T_{eff}(l_0)) \quad (24)$$

Из этого выражения видно, что для оптически толстого $\tau_j \gg 1$ термически однородного слоя плазмы T_{eff} практически совпадает с кинетической температурой этого слоя:

$$T_{eff} \approx T; \quad (25)$$

для оптически тонкого $\tau_j \ll 1$

$$T_{eff} \approx T\tau_j + T_{eff}(l_0); \quad (26)$$

Т.е. в последнем случае собственное излучение имеет $T_{eff} \ll T$. Таким образом вклад оптически тонкого слоя в яркостную температуру выходящего излучения много меньше кинетической температуры T .

Рассматривая в 23 T_{eff} в точке l как функцию l_0 , можно убедиться, что при не слишком неоднородном распределении температуры T она создается в основном за счет собственного излучения того слоя плазмы l_0 в котором оптическая толщина ~ 1 . При этом $T_{eff} \sim T$, где T -кинетическая температура указанного слоя [10]

3 Циклотронное излучение

3.1 Частота циклотронного излучения

Когда электрон движется под углом к магнитному полю \bar{B} , его траектория представляет собой винтовую линию с осью вдоль поля. Проекция этой винтовой линии на плоскость, ортогональную силовой линии, есть окружность. Частота вращения электрона по этой окружности совпадает с релятивистской гирочастотой ω_B . Наряду с тормозным излучением появляется магнитотормозное излучение, которое существует не только в среде, но и в вакууме. [1]

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c}. \quad (27)$$

Если излучающая частица—слаборелятивистская, т.е. $E_k \ll m_e c^2$, то ее магнитотормозное излучение называют циклотронным. Излучение имеет дипольный характер и имеет частоту

$$w = s\omega_B \left(1 + \frac{n_j p_{||}}{m_e c} \cos \alpha\right), \quad (28)$$

$$p_{||} - \text{проекция импульса на поле } \bar{B}, \quad (29)$$

т.е. бесконечная совокупность гармоник с номерами $s = \pm 1, \pm 2, \dots$. Циклотронное излучение рассматривается здесь только в области нормального эффекта Доплера

$$n_j \beta_{||} \cos \alpha < 1, \quad (30)$$

где n_j —показатель преломления, $j=1$ —необыкновенная волна, $j=2$ —обыкновенная волна, $\beta_{||} = \frac{v_{||}}{c}$, $v_{||}$ — проекция скорости частицы на вектор \bar{B} , α —угол между вектором направления движения частицы и \bar{B} . Также необходимо, чтобы размер излучающей системы в направлении излучения был много меньше длины волны.

Для «типичного» пятна с дипольной структурой магнитного поля гирорезонансное поглощение на уровнях первых трех гармоник гирочастоты велико, поэтому эффективная температура гирорезонансного излучения определяется полной кинетической температурой на уровне слоя гирорезонанса. Оптическая толщина заметно выше для необыкновенной волны по сравнению с обыкновенной.

С другой стороны, слой, эффективно излучающий необычный режим ($s = 3$), как правило, выше, чем уровень $s = 2$, ответственный за излучение обычной моды. Поэтому для любого конкретного пятна мы можем найти такой диапазон длин волн, для которого слой $s = 3$ уже находится в области высокой корональной или подкорональной температуры с $T = 10^5 - 10^6$, а слой $s = 2$ находится в области с $T = 10^4 K$. В этих условиях излучение генерируется только на уровне третьей гармоники гирочастоты и имеет почти 100% поляризацию в соответствии с избытком необыкновенной моды. Отношение граничных длин волн этого диапазона $3/2$, что согласуется с отношением номеров гармоник [8]. Об этом немного подробнее будет сказано в главе 4.

3.2 Мощность излучения и излучательная способность плазмы

Рассмотрим излучательную способность плазмы a_w , которая представляет собой спектральную мощность излучения, испускаемого единичным объемом среды в единицу телесного угла. При известной функции распределения $f_0(p)$ эта величина на j -й волне равна

$$a_{wj} = 2\pi \int_0^\infty P_{wj} f_0(p_\perp, p_\parallel) \left| \frac{\partial_\parallel}{\partial w} \right| p_\perp dp_\perp. \quad (31)$$

Для циклотронного излучения мощность $P_{\Omega j}$ равна

$$P_{\Omega 1} = \frac{e^2 w_B^2 \beta_\perp^2}{2\pi c} \cos^2 \alpha (s \beta_\perp \sin \alpha)^{2s-2} \frac{s^6}{2^{2s} (s!)^2}, \quad (32)$$

$$P_{\Omega 2} = \frac{e^2 w_B^2 \beta_\perp^2}{2\pi c} (s \beta_\perp \sin \alpha)^{2s-2} \frac{s^6}{2^{2s} (s!)^2}.$$

Сумма которых даст

$$P_\Omega = \frac{e^2 w_B^2 \beta_\perp^2}{2\pi c} (1 + \cos^2 \alpha) (s \beta_\perp \sin \alpha)^{2s-2} \frac{s^6}{2^{2s} (s!)^2} \quad (33)$$

откуда ясно, что при $\alpha=0$ излучается только первая гармоника на гирочастоте. При увеличении угла начинают излучаться все гармоники.

Рассмотрим тепловую плазму с изотропным распределением по питч-углу и распределением Максвелла по энергии [7]

$$M(\gamma) = N_e \frac{\pi}{2} \left(\frac{2mc^2}{\pi kT} \right)^{3/2} \gamma (\gamma^2 - 1)^{1/2} \exp \left(-(\gamma - 1) \frac{mc^2}{kT} \right) \quad (34)$$

где k -постоянная Больцмана, N_e -концентрация электронов, T -температура электронов, e -заряд электрона, m -масса электрона, β - относительная электронная скорость, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Излучательную способность a_j можно найти по следующей формуле [15]

$$a_j = B \frac{e^3}{2mc^2 \cos \theta} \int_{\gamma_1}^{\gamma^2} dy \frac{M(\gamma)}{\beta \gamma} \frac{s}{1 - n_j \beta \cos \theta \cos \phi_s} \frac{1}{1 + a_{\theta j}^2} \times \left[-\beta \sin \phi_s J'_s(x_s) + a_{\theta j} \left(\frac{\cot \theta}{n_j} - \beta \frac{\cos \phi_s}{\sin \theta} \right) J_s(x_s) \right], \quad (35)$$

$$x_s = \frac{sn_j \beta \sin \theta \sin \phi_s}{1 - \beta p \cos \phi_s} = \frac{sn_j \beta \gamma \sin \theta \sin \phi_s}{q} \\ \cos \phi_s = \frac{1 - q/\gamma}{\beta p}, \\ \gamma_{1,2} = \frac{q \mp \sqrt{q^2 + p^2 - 1}}{1 - p^2} (\geq 1), \\ p = n_j \cos \theta, \\ q = s\sqrt{u}.$$

где f -частота, B -напряженность магнитного поля, θ -угол наблюдения, s -номер гармоники, n_j -коэффициент преломления, $a_{\theta j}$ -поляризационный коэффициент, J_s -функция

Бесселя степени s , $u=(f_B/f)^2$, f^B -гирорезонансная частота, $v=(f_p/f)^2$, f_p -плазменная частота, j принимает значения 1 и 2, что соответствует обыкновенной и необыкновенной модам.

Коэффициент поглощения можно найти, используя закон Кирхгофа. Итоговое выражение

$$\mu_j = a_j \frac{c^2}{n_j^2 k T f^2} \quad (36)$$

3.3 Напряженность магнитного поля и излучение на 2 и 3 гармониках

Для типичных параметров корональной плазмы следует учитывать излучение на первых трех гармониках гирочастоты. Зная длину волны в сантиметрах, мы можем найти значение напряженности магнитного поля [4]. Для третьей гармоники мы можем найти эту величину по формуле

$$B_3 \simeq \frac{3570}{\lambda} \simeq 120f \quad (37)$$

Над солнечными пятнами напряженность достигает тысяч гаусс и соответственно используется коротковолновая часть сантиметрового диапазона. Излучение на третьей гармонике характеризуется высокой степенью поляризации, достигающей величин, близких к 100 %. Последнее обусловлено преобладанием необыкновенной волны в излучении, поскольку обыкновенная волна, имеющая направление вращения электрического поля, противоположное вращению электронов в том же поле, излучается гораздо слабее. Между тем, на второй гармонике ее излучение все же значительно, и в этом случае для большинства направлений излучения относительно поля степень поляризации суммарного потока значительно ниже. Соответствующее значение напряженности магнитного поля, дающего резонанс на второй гармонике, имеет вид

$$B_2 \simeq \frac{5400}{\lambda} \simeq 180f \quad (38)$$

В случае работы с однородным полем, мы получим дискретный спектр значений, длины волн которых определялись бы уравнениями 37 и 38, но чаще всего мы не получим изолированные спектральные линии. Излучение генерируется в области с непрерывно меняющейся напряженностью поля и соответственно имеет непрерывный спектр.

4 Циклотронное поглощение

Расчеты оптической толщины короны и хромосферы показали, что для широкого интервала длин волн, включающего сантиметровый, дециметровый и метровый диапазоны, циклотронное поглощение необыкновенных волн сказывается главным образом при прохождении через слои, где $\omega = 2\omega_B$ и $\omega = 3\omega_B$, т.к. в этих слоях $\tau_{js} \gtrsim 1$. Излучение на частотах $\omega = \omega_B$ не выходит за пределы короны [9]. Поглощение необыкновенных волн в областях $\omega = s\omega_B$ происходит менее эффективно, чем необыкновенных, что в конечном счете связано с преобладанием последних в циклотронном излучении электронов. Поэтому поглощение обыкновенной волны существенно только в слоях, где $\omega \simeq \omega_B$ и $\omega \simeq 2\omega_B$. На третьем гирорезонансном уровне оно становится слабым, т.к. $\tau_{js} < 1$. Однако при больших углах наблюдения слои, которые ранее были оптически тонкими, могут стать достаточно оптически толстыми, чтобы оказывать свое влияние на поглощение.

Необыкновенные волны с уровня $\omega \approx 2\omega_B$ не выходят за пределы короны, поглощаясь в расположенном выше оптически толстым 3 гироуровнем. Излучение из последующих слоев имеет низкую эффективную температуру и следовательно низкую интенсивность излучения, это видно из формулы 21. Из вышесказанного следует, что в циклотронном излучении локальных источников над солнечными пятнами необыкновенная волна создается в основном третьим гироуровнем. Для обыкновенной компоненты главным излучающим является второй гирорезонансный уровень. При этом эффективные температуры излучения соответствуют температурам этих слоев.

Частотный спектр теплового циклотронного излучения определяется распределением температуры, которая растет при переходе от хромосферы к короне, и магнитного поля, убывающего с высотой. Над крупными пятнами эффективно излучающие уровни в дециметровом диапазоне лежат в короне, в областях с примерно одинаковой температурой $T \simeq (1 - 3) \cdot 10^6 K$. Интенсивность излучения для этого диапазона растет как $\omega^2 T_{eff}$. В сантиметровом диапазоне рост интенсивности с частотой сменяется на ее уменьшение, т.к. гироуровни поднимутся в более холодную атмосферу.

На рисунке ниже схематично изображена структура униполярного магнитного поля с указанием расположения гироуровней

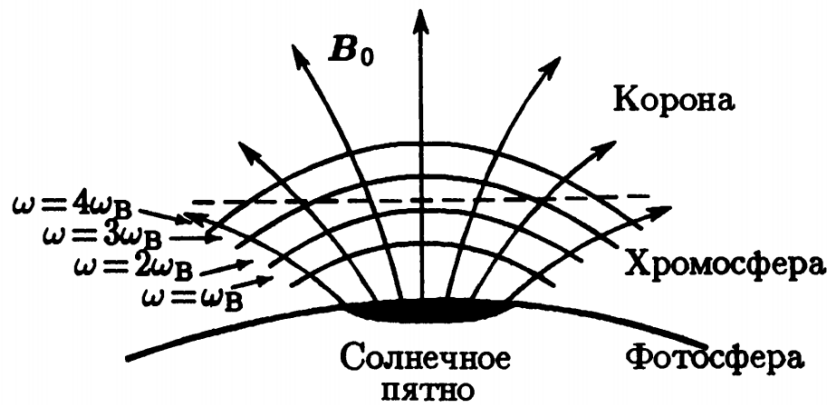


Рис. 4: Расположение гирорезонансных уровней над униполярным магнитным полем

5 Методика постановки эксперимента

Цель работы

Основной целью данной работы является определение параметров атмосферы солнца над активной областью, такие как температура, концентрация, высота переходного слоя. Для достижения поставленной цели используется расчет циклотронного излучения для модели активной области. Второй задачей является определение верхнего частотного предела для излучающих гармоник.

Методику можно описать следующим образом

1. Построение дипольной модели магнитного поля активной области
2. Задание параметров атмосферы(температура, высота переходного слоя, широта местоположения области)
3. Расчет радиокарты по методике [7]
4. Свертка потоков волн левой и правой поляризации с диаграммой, имитирующей область измерения радиотелескопа РАТАН-600
5. Расчет суммарных потоков и определение граничных частот для 2 и 3 гармоники
6. Расчет отношений максимальных значений потоков, частот, которым соответствуют эти максимумы, граничных частот правой поляризации к левой для данных с радиотелескопа и полученных в ходе работы
7. Поиск параметров, при которых экспериментальные результаты лучше всего согласуются с реальными.

5.1 Построение модели

Для реализации метода мы использовали среду Matlab. В качестве модели для униполярного пятна мы используем простейший диполь. Как свободные параметры мы используем следующие величины

- Максимальная величина магнитного поля. Ей соответствует точка на фотосфере над диполем. Распределение нормальной составляющей магнитного поля в модели изображено на Рис.5
- Угол относительно центра солнца. Так как мы получаем излучение с зоны с оптической толщиной около единицы, то при изменении угла обзора это условие может начать выполняться для других гармоник.
- Глубина погружения диполя относительно фотосферы(используются значения $1 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^8$ метров) . При изменении этого параметра изменяется угол выхода силовых линий через поверхность пятна и их густота.
- Ширина переходного слоя. В ходе работы мы определили, что интересующие нас отношения (4 этап) практически не меняются при изменении параметра. Поэтому его мы примем за 10 км на высоте 1000 км и изменять не будем. Изменение спектра радиоизлучения при изменении ширины переходной зоны можно увидеть на рисунках ниже. Из спектров видно, что смещаются частоты максимумов и

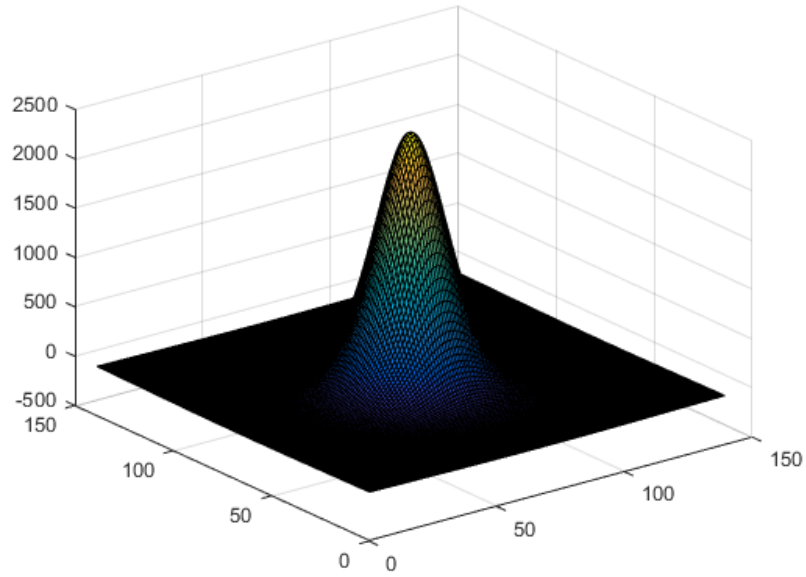


Рис. 5: График перпендикулярной составляющей магнитного поля в зависимости от координаты на поверхности фотосферы

минимумов потока, однако их отношения (обыкновенной к необыкновенной моде) изменяются незначительно. Этот параметр можно использовать для улучшения совпадения экспериментальных и наблюдаемых спектров.

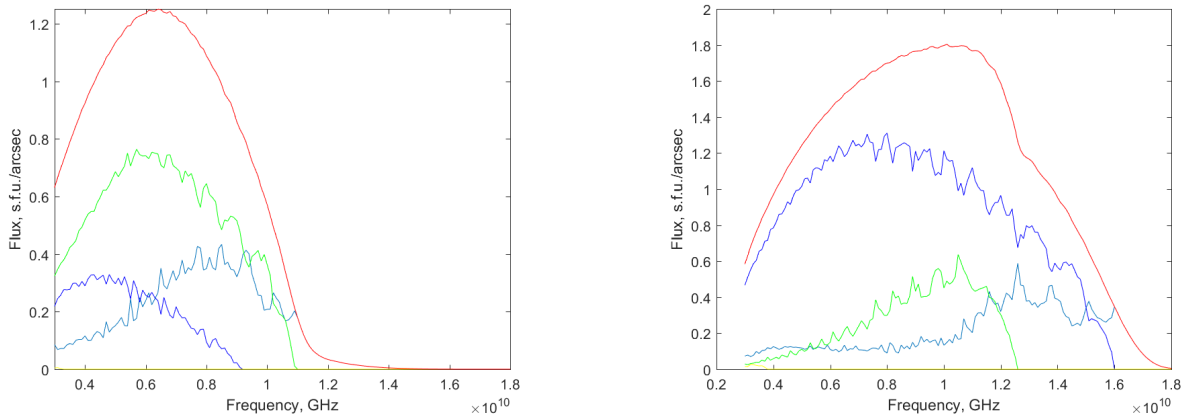


Рис. 6: Спектры для обыкновенной и необыкновенной волны при ширине переходной зоны $h=10\text{ км}$

На экспериментальных графиках 6 и 7 желтым цветом показано излучение, получаемое с четвертой гирорезонансной гармоники, синим цветом - с третьей гармоники, зеленым цветом - со второй гармоники, голубым цветом - оптически тонкое излучение ($\tau < 1$), красным цветом - суммарный поток. Из спектров видно, что, как было сказано в 4 главе, излучение для обыкновенной волны приходит в основном со второй гармоники, а для необыкновенной моды - с третьей. Также по спектрам видно, что оптически тонкое излучение вносит значительный вклад в общий поток, поэтому его влияние нельзя не учитывать.

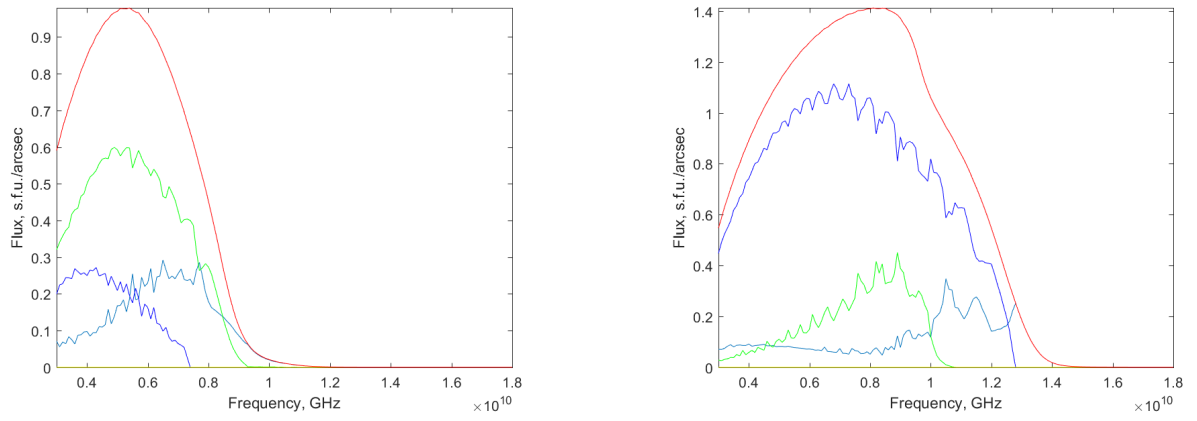


Рис. 7: Спектры для обыкновенной и необыкновенной волны при ширине переходной зоны $h=1000\text{ км}$

- Градиент температуры. В рамках данной работы мы рассматриваем три варианта температуры в короне: $1 \cdot 10^6 \text{ К}$, $2 \cdot 10^6 \text{ К}$, $5 \cdot 10^6 \text{ К}$, до которых она растет в переходной зоне, начиная со значения в 10^4 К

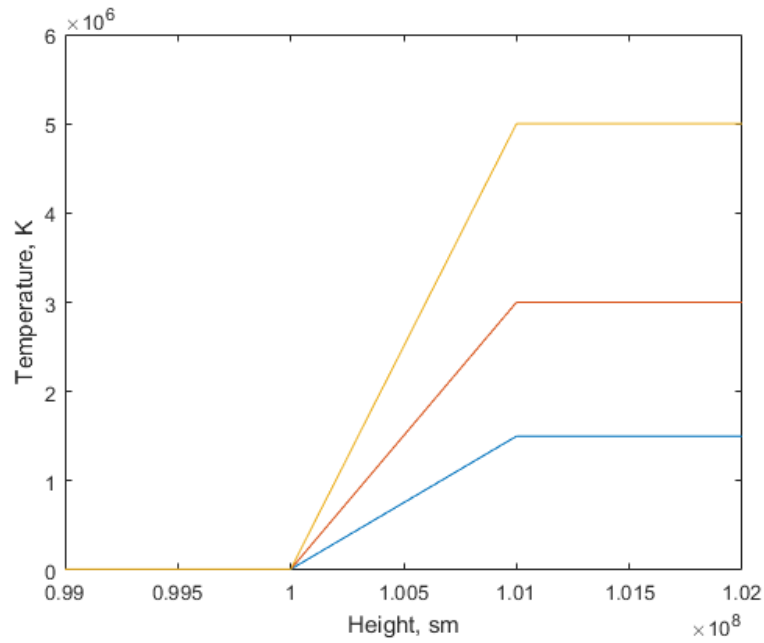


Рис. 8: Рассматриваемые модели изменения температуры от высоты

- Концентрация. Для её определения используем соотношение $NT=\text{Const}$, значение которого используем как свободный параметр. Вообще это условие не выполняется в солнечной атмосфере и выбрано только для упрощения. Однако в интересующем нас диапазоне высоты изменение этого значения достаточно мало [7].

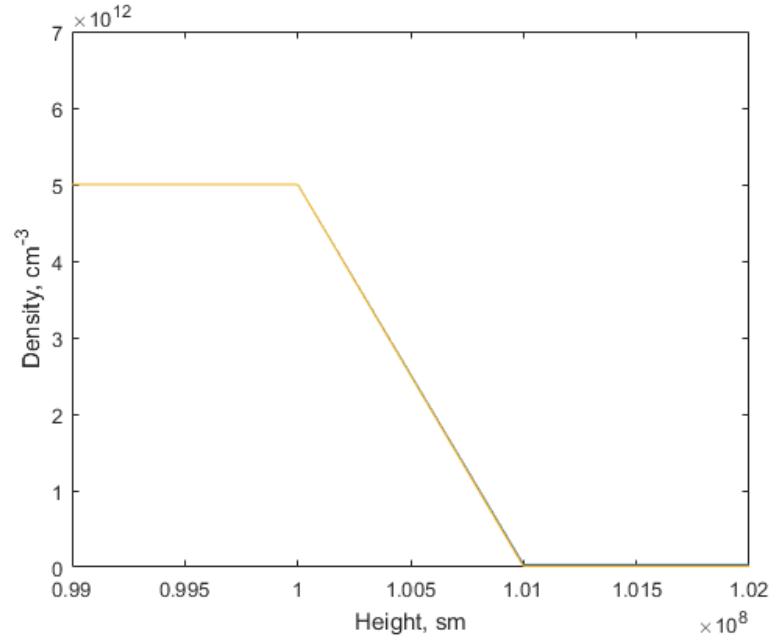


Рис. 9: Модель изменения концентрации от высоты

5.2 Расчет параметров

Радиотелескоп РАТАН-600 наблюдает частоты в диапазоне 1-18 ГГц, поэтому ищем спектры для этих же значений. Для модели был выбран шаг сетки в 1 угловую секунду. Для каждого сектора у нас считаются потоки правой и левой поляризации для 2-4 гармоник.

Диаграмма, с которой мы сворачиваем модель, представляет собой трехмерную гауссиану, имеющей ширину диаграммы в угловых секундах по вертикали $1.35 \cdot 10^{13}/f$, по горизонтали (вдоль скана) $4.38 + 2.06 \cdot 10^{11}/f$, где f - частота. Из этих значений видно, что эта фигура имеет значительно большее разрешение вдоль одной координаты чем по другой.

Далее выполняем свертку матрицы потоков с диаграммой и суммируя получаем потоки для всей активной области. Прodelывая данную операцию для ряда частот получаем спектры, аналогичные снятым с помощью радиотелескопа.

Для определения параметров реальных активных областей нас интересуют следующие особенности спектров

- отношение максимумов потоков необыкновенной и обыкновенной волны (F_{ext}/F_{ord})
- отношения частот, которым соответствуют максимумы потоков ($f_{m_{ext}}/f_{m_{ord}}$)
- отношения частот "обрезания" (f_{ext}/f_{ord}), на которых потоки уже незначительны. На Рис.6 -7 замечен изгиб в конце спектра, который возникает из-за механизмов тормозного излучения. Дабы нивелировать этот эффект, за частоту обрезания берем точку пересечения касательной к убывающей части спектра и шкалы частот.

5.3 Определение верхней частотной границы

Для определения граничной частоты излучения воспользуемся тем фактом, что по мере увеличения частоты, связанные с ней gyroуровни начинают смещение вниз, и по мере перехода в холодную хромосферу перестают эффективно излучать. Таким образом, зная величину магнитного поля на высоте переходного слоя, можно определить частоты, на которых перестают светить гармоники, используя выражение для gyroчастоты (27)

Так например для магнитного поля в 1000Гс на высоте переходной зоны, значения граничных частот принимают следующие значения:

$$f = 2.8GHz$$

$$f_2 = 5.6GHz$$

$$f_3 = 8.4GHz$$

Рассмотрим данный способ на нашей модели для некоторых параметров(f_2 и f_3 отмечены символами "о" на оси абсцисс)

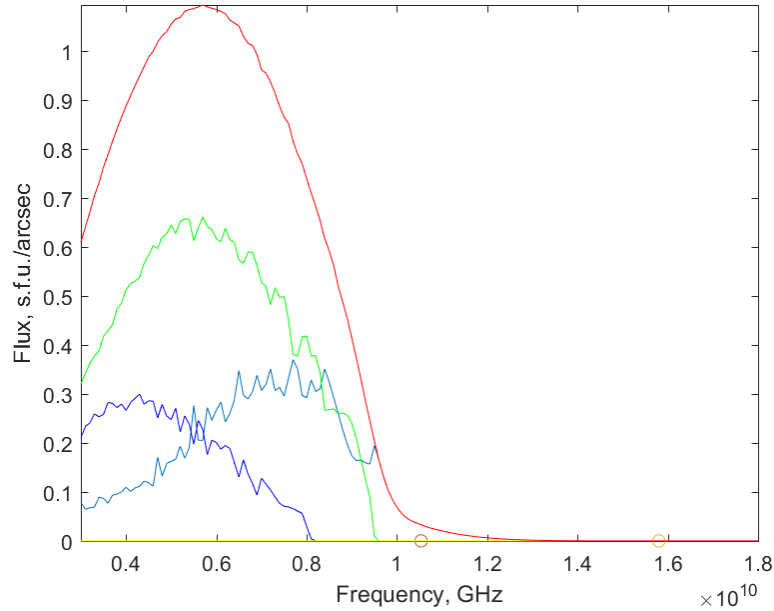


Рис. 10: Спектр для обыкновенной волны с отмеченными частотами "обрезания" гармоник

По спектрам видно, что gyroуровни перестают излучать раньше, чем достигают величины их граничных частот. Это связано с тем, что при построении спектра, как и при получении данных с РАТАН-600, мы не учитываем оптически тонкое излучение. Таким образом с помощью данного способа мы можем делать более объективные выводы о том, на каких gyroуровнях происходит излучение данной частоты.

5.4 Определение параметров реальных АО

Для упрощения поиска совпадений полученных нами спектров с реальными ищем отношения максимумов соответствующих потоков и относящихся к ним частот и отношения граничных частот для полученных нами спектров.

Для определения параметров, как и в [7], были выбраны 3 активные области: NOAA 11289 13 сентября 2011, NOAA 11312 10 октября 2011, расположенные на широте около 30 градусов, и NOAA 11899 18 ноября 2013, расположенная в центре. Эти области были выбраны из-за простой, близкой к униполярной, структуры магнитных полей, близкого расположения к центру Солнца и большой степени поляризации. Построенные спектры по имеющимся данным об этих областях:

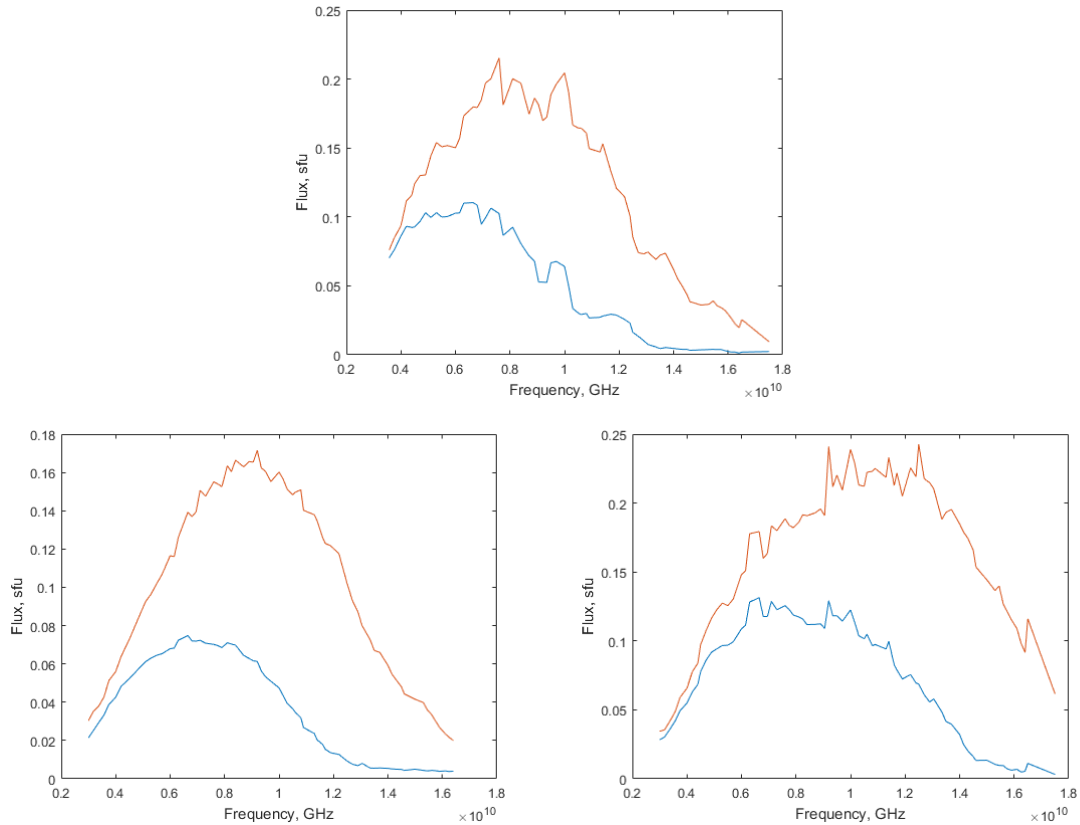


Рис. 11: Наблюдаемые спектры активных областей NOAA 289, NOAA 312, NOAA 889

Для этих спектров были получены интересующие нас отношения параметров. После чего изменяя в широком диапазоне значение равенства $NT = \text{Const}$ и подбирая остальные величины, мы получили ряд комбинаций свободных параметров и соотношений. После чего мы выбрали те, которые лучше всего подошли под исследуемые области.

В итоге нашим областям мы сопоставили следующие параметры

АО	NT	Т короны, К	В, Гс
NOAA 289	$9 * 10^{15}$	3000000	2500
NOAA 312	$4.9 * 10^{15}$	1500000	2750
NOAA 889	$9 * 10^{15}$	1500000	4000

Все спектры нормированны на единицу, чтобы уйти от фактора, связанного с размером источника. Графики показывают хорошее совпадение по частотам максимумов и минимумов излучения и в некоторых случаях практически совпадают. Несовпадения связаны с идеализацией нашей модели, поле реальной области имеет гораздо более сложную конфигурацию магнитного поля, чем диполь.

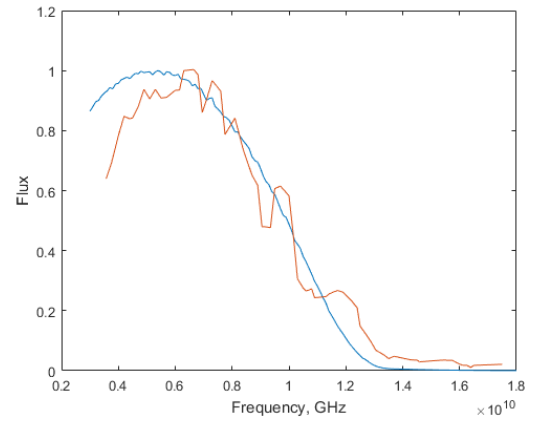
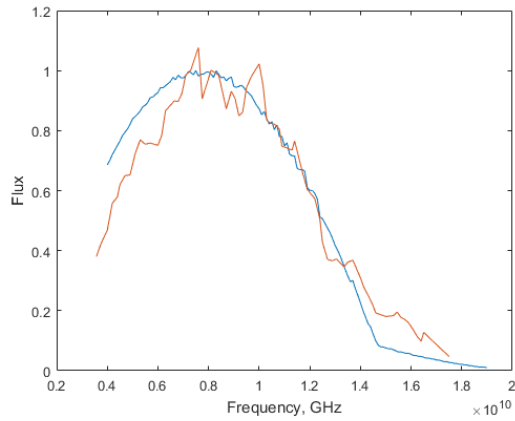


Рис. 12: Сравнение наблюдаемого(красным цветом) и смоделированного(синим цветом) спектров для обыкновенной и необыкновенной волны для области NOAA 289

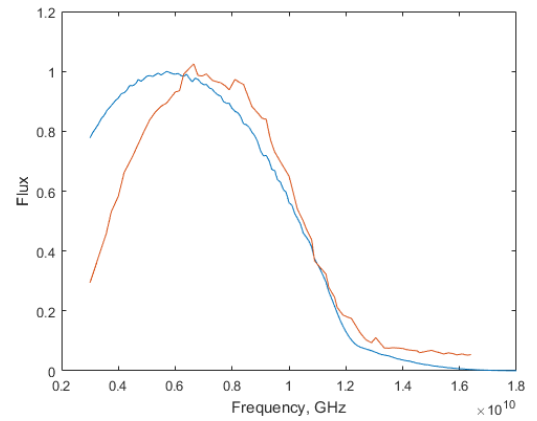
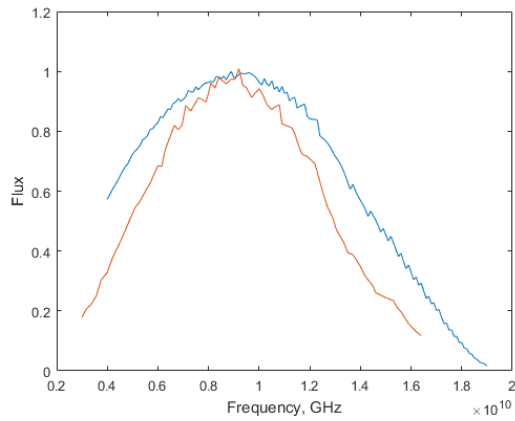


Рис. 13: Сравнение наблюдаемого(красным цветом) и смоделированного(синим цветом) спектров для обыкновенной и необыкновенной волны для области NOAA 312

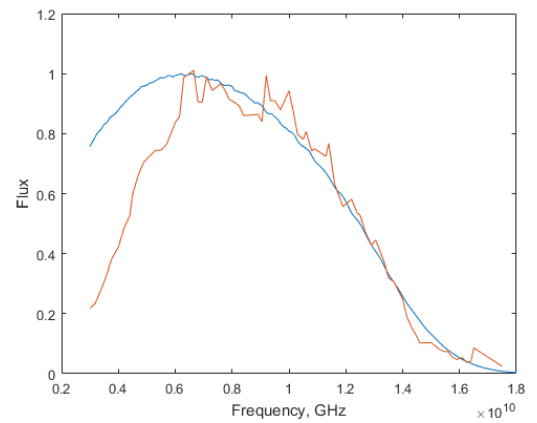
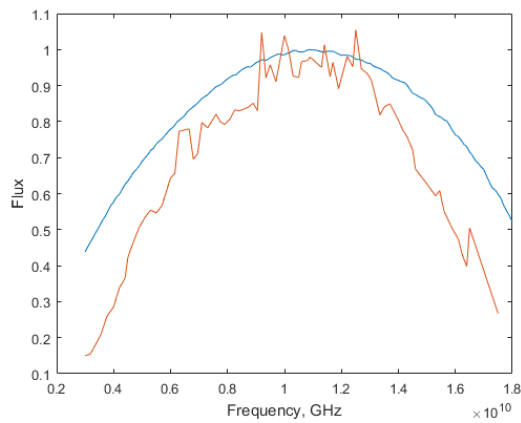


Рис. 14: Сравнение наблюдаемого(красным цветом) и смоделированного(синим цветом) спектров для обыкновенной и необыкновенной волны для области NOAA 889

Выводы

В рамках данной работы мы разработали в среде Matlab диагностический метод, который с помощью перебора ряда свободных параметров (температура и высота переходного слоя, величина магнитного поля, угол наблюдения) для модели униполярной активной области позволяет сопоставить ее измерениям, полученным с радиотелескопа РАТАН-600, и определить параметры реальной активной области. Свойства модели полностью соответствуют теории гирорезонансного солнечного излучения.

В результате мы получили параметры солнечной атмосферы над интересующими нас особенностями и графики зависимостей потоков от частоты. Из полученных спектров радиоизлучения видно, что основной поток приходит со второй гармоники обыкновенной волны и третьей для необыкновенной. Однако в процессе работы было замечено, что отношение частот "обрезания" получилось равным 1.3, в отличие от предполагаемого отношения номеров гармоник (3/2).

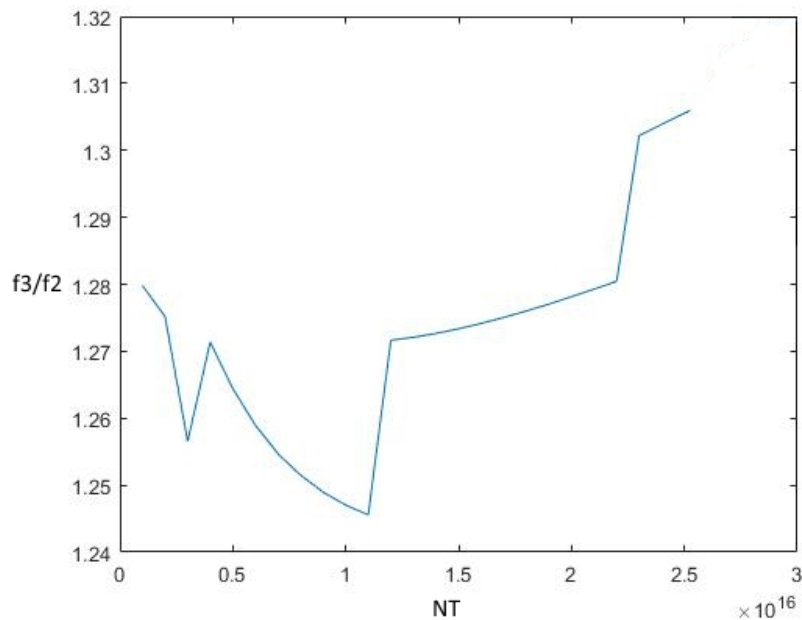


Рис. 15: График зависимости отношения частот обрезания гирогармоник (f_3/f_2) в зависимости от NT

Мы разработали способ определения верхней границы по частоте излучения на какой-либо гирогармонике. Ее значение оказалось выше, чем в [4] за счет учета оптически тонкого излучения.

Различия в спектрах между экспериментальными и реальными данными связаны с рядом упрощений в нашей модели: активные области редко близки по форме к униполярной структуре, изменение температуры и концентрации имеют более сложный характер.

Более тонкая подстройка параметров может привести к большему совпадению графиков и более точному определению характеристик активных областей.

Список литературы

- [1] Яснов Л.В. Космическое радиоизлучение. Учебное пособие. – СПб. 2007.
- [2] Alissandrakis, C.E., Kundu, M.R., Lantos, P.: 1980, A model for sunspot associated emission
- [3] Gelfreikh, G. B., Akhmedov, Sh. B., Borovik, V. N., Gol'nev, V. Ya., Korzhavin, A. N., Nagnibeda, V. G., and Peterova, N. G.: 1970, Izv. Glavn. (Pulkovo) Astron. Obs., No. 185, 167.
- [4] Гельфрейх Г.Б. Результаты и проблемы измерений магнитных полей в хромосфере и короне Солнца на основе радионаблюдений. – СПб. 2007. at 6 CM wavelength. Astron. Astrophys. 82, 30. ADS.
- [5] Kaltman, T.I., Bogod, V.M., Stupishin, A.G., Yasnov, L.V.: 2012, The altitude structure of the coronal magnetic field of AR 10933. Astronomy Reports 56, 790. DOI. ADS.
- [6] Kaltman, T.I., Bogod, V.M., Stupishin, A.G., Yasnov, L.V.: 2013, Physical conditions in the low corona and chromosphere of solar active regions according to spectral radar
- [7] A.G.Stupishin, T.L. Kaltman, V.M.Bogod, L.V.Yasnov Modeling of Solar Atmosphere Parameters Above Sunspots using RATAN-600 Microwave Observation, Saint-Petersburg, Russia, 2017.
- [8] S.B.Akhmedov, G.B.Gelfreikh, V.M.Bogod, A.N.Korzhavin: The measurement of magnetic fields in the solar atmosphere above sunspots using gyroresonance emission, 1982 // Sol.Phys., 7, 41-58
- [9] Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. - М.: «Янус-К», 1997.
- [10] Железняков В.В., Радиоизлучение Солнца и планет. - М.: Наука, 1964.
- [11] Железняков В.В., Злотник Е.Я., 1980, Астрон. журн., 57, с.778.
- [12] Витинский Ю. И. Солнечная активность. — 2-е изд. — М.: Наука, 1983.
- [13] Newkirk G., Altschuler M.D., Harvey J., 1969, Solar Phys., 9, p.131
- [14] Kurt V.G., Mavromichalaki H., Gerontidou M. Proton Events and X-ray Flares in the Last Three Solar Cycles, Cosmic Research, Vol. 43, No. 3, 2005, pp. 165–178.
- [15] Ramaty, R.: 1969, Gyrosynchrotron Emission and Absorption in a Magnetoactive Plasma. Astrophys. J. 158, 753. DOI. ADS. measurements. Geomagnetism and Aeronomy 53, 1030. DOI. ADS.